Zur Radiofrequenzstrahlung der Sonne im Gebiet von 1000 MHz

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften
der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Gerhard Krämer
aus Tübingen

1964

7940

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547607_0020

Zur Radiofrequenzstrahlung der Sonne im Gebiet von 1000 MHz

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften
der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Gerhard Krämer
aus Tübingen

1964

Tag der mündlichen Prüfung: 16. 7. 1964

Dekan: Prof. Dr. P. Roquette

1. Berichterstatter: Prof. Dr. U. Hachenberg

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Möllenstedt

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Inhaltsverzeichnis.

Zusammenfassung	1
Einleitung	2
1. Der Aufbau des Empfängers	3
a. Der Hochfrequenzteil	3
b. Der Mischer	6
c. Der Lokaloszillatorteil	6
d. Der Zwischenfrequenzausgang des Mischers und der ZF- Verstärker	7
2. Das Eigenrauschen des Empfängers, Definition und Messung	9
3. Die Grenzempfindlichkeit des Empfängers, Rauschschwankungen und Verstärkungsstabilität	10
4. Ein Differenzmessverfahren um den Einfluss von Verstärkungsschwankungen zu beseitigen	11
5. Praktische Untersuchungen an beiden Radiometerschaltungen	
I. Das Direktradiometer	14
II. Das Differenzradiometer	14
6. Die Empfangsantenne	18
7. Antenneneichung	
a. Definitionen und Beziehungen zwischen den Messgrössen	19
b. Bestimmung des Hauptkeulenraumwinkels	22
c. Bestimmung des Streufaktors	23
d. Gewinnbestimmung mit einer Standartantenne	26
8. Die Tagesmittelwerte der Strahlungstemperatur der Sonne	29

Zusammenfassung

Der Aufbau eines Festfrequenzradiometers als Direkt-und als Vergleichsradiometer wird beschrieben.Bei dem verwendeten Vergleichsverfahren wird der Lokaloszillator aus- und eingeschaltet. Während der Ausschaltzeit dient die Mischerdiode als Vergleichsrauschquelle.Untersuchungen an beiden Empfängerschaltungen über Rauschspurbreite und Langzeitkonstanz der Verstärkung wurden durchgeführt.Es wird gezeigt,daß bei diesem Differenzverfahren mit geringem Aufwand Signaltemperaturschwankungen $\Delta T_A \leq 5\,^{\circ}K$ bei einer Empfängerzeitkonstanten von $\tau = 1$sec. nachgewiesen werden können.

Als Antenne wird ein parallaktisch montierter 3 m -Parabolreflektor verwendet in dessen Brennpunkt nebeneinander ein Horn für $\lambda = 8$ cm und ein Dipol für $\lambda = 30$ cm montiert sind. Der Gewinn der Antenne wurde nach zwei verschiedenen Verfahren bestimmt.

Die mit dieser Anlage gemessenen Tagesmittelwerte der Strahlungstemperatur der Sonne bei einer Frequenz von f = 1000 MHz von Oktober 1963 bis Februar 1964 werden angegeben.

Einleitung

Von Schott, Hey und Southworth wurden während der Kriegsjahre von 1940 bis 1945 die ersten erfolgreichen Messungen der Radiostrahlung der Sonne durchgeführt, aber erst nach 1945 veröffentlicht (1), (2), (3). In der Zeit seit diesen ersten Registrierungen hat die Radioastronomie der Sonne eine sehr schnelle Entwicklung erfahren. Heute ist man in der Lage mit grossen hochauflösenden Parabolspiegeln und Interferometern einzelne Gebiete auf der Sonne zu untersuchen (4).

Neben diesen Versuchen aus Radiobildern der Sonne und insbesondere der Störungszentren Aussagen über die Entstehung der Strahlung und die dabei ablaufenden physikalischen Prozesse zu gewinnen, sollten Dauerregistrierungen der integralen Radiostrahlung bei möglichst vielen Frequenzen durchgeführt werden (5). Die genaue Kenntnis der Strahlungstemperatur als Funktion der Frequenz, gemessen über Zeiträume von der Dauer eines Sonnenzyklus oder länger kann zu einer Verfeinerung der Theorie der ruhigen-und der langsam veränderlichen Komponenten der solaren Radiostrahlung beitragen. Ausserdem ist es wünschenswert, bei der Vielfalt der Erscheinungsformen der solaren Radioburts umfangreiches Messmaterial zur Verfügung zu haben, um daraus auf statistischem Wege charakteristische Einzelheiten zu erkennen und damit eine Verfeinerung und genauere Unterteilung der heutigen Modelle zur Entstehung dieser Ausbrüche zu erzielen.

An die Messanlagen für solche Routinemessungen sind folgende Forderungen zu stellen: Antenne und Empfänger müssen genau geeicht sein, die Eichmessungen müssen mit geringem Aufwand ständig wiederholt werden können. Die Empfänger sollten weitgehend automatisiert sein und sicher arbeiten. Um kleine Intensitätsschwankungen nachweisen zu können sollten insbesondere die Radiometer genügend empfindlich sein, da der Aufwand für die Antennen zu solchen Messungen möglichst niedrig gehalten werden muss.

In Tübingen ist seit Oktober 1960 ein Empfänger bei $\lambda = 8$ cm (6) in Betrieb, neu hinzukommen nun ein Radiometer bei $\lambda = 50$ cm (7) und die hier besprochene Anlage bei $\lambda = 30$ cm.

1. Der Aufbau des Empfängers.

Das Blockschaltbild Fig 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Anlage. Ein Bandfilter mit einer Bandmittenfrequenz von f_E =1000 MHz siebt aus dem Antennenrauschen die gewünschte Signalfrequenz heraus. Über eine Ferriteinwegleitung und einen Richtkoppler gelangt dieses Signal auf die Mischerdiode. Die Lokaloszillatorfrequenz f_{LO} = 930 MHz wird am Richtkoppler auf die Signalleitung eingekoppelt. An der nichtlinearen Kennlinie der Mischerdiode entstehen dann aus der Signalfrequenz und der Lokaloszillatorfrequenz mit ihren Oberwellen eine Anzahl von Summen- und Differenzfrequenzen. Aus diesem Frequenzgemisch wird von dem nachgeschalteten Bandfilterverstärker die Zwischenfrequenz $f_{ZF} = f_E - f_{LO}$ verstärkt, am Ausgang leistungslinear gleichgerichtet und über einen variablen RC- Tiefpass dem Schreiber zugeführt.

a. Der Hochfrequenzteil

Das Eingangsbandfilter ist aus 3 Topfkreisen aufgebaut, die durch induktive Kopplung über $\lambda/4$- Leitungen miteinander verbunden sind. Durch geeignete Wahl der Resonanzfrequenzen und der Kopplungsstärke der Einzelkreise konnte im Durchlassbereich eine nahezu flache Filterkurve mit einer Bandmittenfrequenz von 1000 MHz erzielt werden. Die Halbwertsbreite beträgt Δf = 17 MHz, die Anpassung entspricht einem Stehwellenverhältnis $\frac{U_{max}}{U_{min}} = s \leq 1{,}20$ im Bereich $f_E \pm 5$ MHz. Fig. 2 und 3 zeigen die gemessene Anpassungskurve des Filters und die Durchlassdämpfung des gesamten HF-Teils vom Radiometereingang bis zum Mischer. Die Spiegelfrequenz, f_S =860MHz, die zusammen mit der Lokaloszillatorfrequenz ebenfalls eine Zwischenfrequenz von 70 MHz ergibt wird durch das Filter um etwa -45 db gedämpft. Die Eingangssignalleistung ist also eindeutig der Frequenz f_E zugeordnet.

Die Ferriteinwegleitung hat in Vorwärtsrichtung für die Signalfrequenz eine Dämpfung von -0,15 db. In umgekehrter Richtung dagegen ist für alle wesentlichen am Mischer auftretenden Frequenzen, die auf der Signalleitung rückwärts laufen die Dämpfung > -15 db. Diese werden also praktisch völlig absorbiert und können somit keine unerwünschten Reflexionen erfahren. Aus diesem Grunde ändert sich auch der Anzeigepegel nicht, wenn der Empfängereingang mit einem geringfügig fehlangepassten Widerstand abgeschlossen wird. Dies ist besonders wichtig, wenn zur Eichung statt der

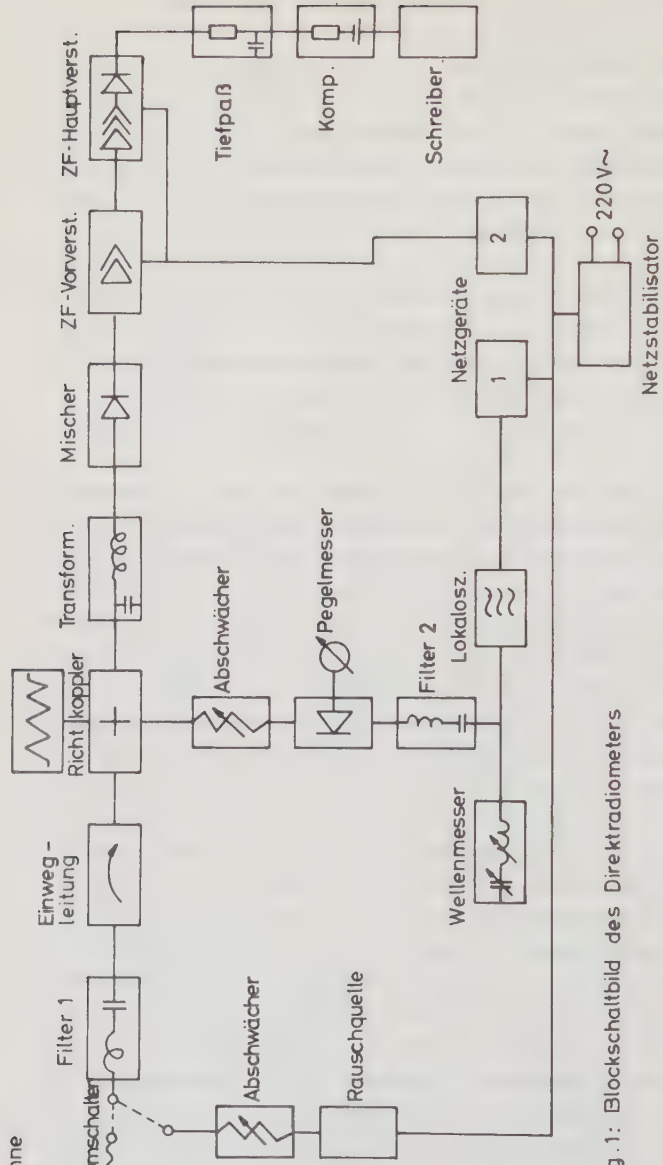

Fig.1: Blockschaltbild des Direktradiometers

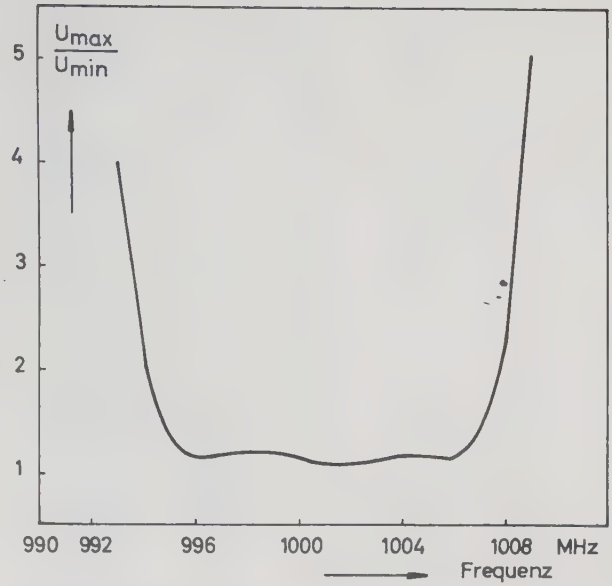

Fig. 2: Anpassung des 3 Kreis-Eingangsfilters

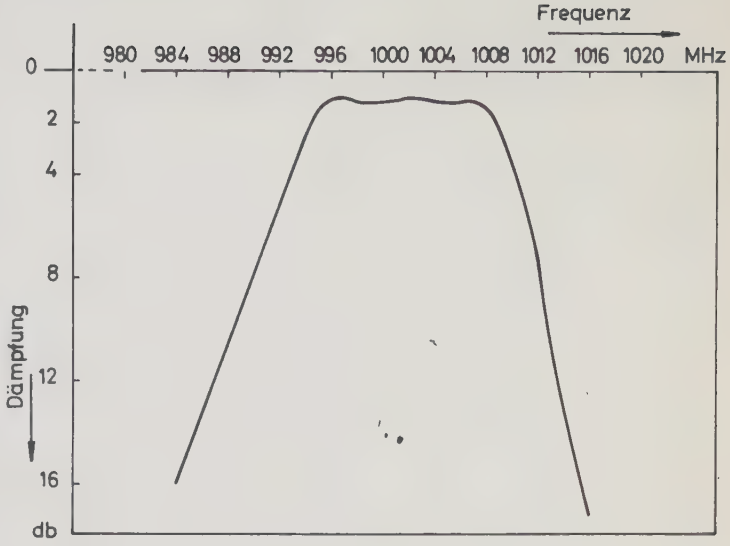

Fig. 3: Leistungsdämpfung des HF-Eingangsteils bestehend aus Umschalter, Filter, Einwegleitung - Richtkoppler

Antenne die Rauschquelle angeschlossen wird und nicht beide genau gleich angepasst sind.

b. Der Mischer.

Die Konstruktion der Halterung und die Type der verwendeten Mischerdiode bestimmen die HF- Eingangsimpedanz des Mischers, Messungen mit verschiedenen Siliziumdioden der Type 1 N 416 E ergaben nur in engeren Grenzen eine Änderung der Impedanz. Ein Transformationsglied soll nun diese Impedanz auf den Wellenwiderstand der Signalleitung transformieren und zwar erstens für die Signalfrequenz, da Reflexionen von f_s unmittelbar zu Signalverlusten führen, und zweitens für die Lokaloszillatorfrequenz. Bei starker Fehlanpassung für $f_{L.O.}$ am Mischer würden wegen der grossen Amplitude dieser Frequenz trotz der Rückwärtsdämpfung der Einwegleitung merkliche Bruchteile mehrfach reflektiert und durch dabei auftretende Phasenverschiebungen gegen die direkte Welle zu erhöhten Konversionsverlusten führen. Der Konversionsverlustfaktor L ist definiert als das Verhältnis der Hochfrequenz-zur Zwischenfrequenzleistung. Ausserdem tritt unter den parasitären Mischfrequenzen noch die Spiegelfrequenz auf. Torrey und Whitmer (8) haben in einer ausführlichen Theorie und durch Messungen gezeigt, dass die HF- Impedanz für diese Frequenz einen wesentlichen Einfluss auf den Konversionsverlust des Mischers hat, da aus f_s und $f_{L.O.}$ nochmal die Zwischen-Frequenz entsteht. Wie die genannten Autoren zeigen, kann L ein Maximum oder ein Minimum erreichen, wenn der HF- Eingang des Mischers für f_s einen Kurzschluss oder eine nicht belastete offene Leitung darstellt, je nach der aus der Mischerkonstruktion sich ergebenden Phase von f_s. Für den Fall der Anpassung liegt L zwischen diesen beiden Extrema, aber ziemlich nahe bei $L_{min.}$. Da der Aufwand wesentlich geringer war als für den idealen Mischer, wurde auch für f_s Impedanzanpassung gewählt. Die Transformation wurde selektiv für die 3 Frequenzen durchgeführt (9). Das resultierende Stehwellenverhältnis für diese Frequenzen ist $s \leq 1{,}35$, auch wenn die Diode ausgewechselt wird.

c. Der Lokaloszillatorteil.

Als Lokaloszillator wurde ein Koaxialsender in Gitterbasis-

schaltung für eine 2 C 40- Scheibentriode konstruiert. Der Aufbau wurde in einer massiven Messingkonstruktion durchgeführt und durch gute Wärmeableitung dafür gesorgt, dass die Sendeleistung nur geringen thermischen Schwankungen unterworfen ist. Um Kontaktschwierigkeiten bei den Abstimmorganen und damit verbundene zufällige Änderungen der Resonanzfrequenz zu vermeiden sind Anoden- und Kathodenschwingraum mechanisch fest aufgebaut. Beim Wechsel der Röhre oder eventuell auftretenden Alterungserscheinungen kann der Resonator in Grenzen von ± 20 MHz durch eine variable Kapazität im Anodenschwingraum nachgestimmt werden. Die Stromversorgungsleitungen wurden stark verdrosselt und verblockt, um Rückwirkungen auf den Schwingkreis auszuschliessen. Die Anoden- und die Heizspannung sind gut stabilisiert.

An die HF- Leitung ist ein Topfkreis hoher Kreisgüte als Wellenmesser lose angekoppelt, der zur Frequenzkontrolle dient. Ein in Serie in die Leitung geschaltetes Topfkreisfilter, das auf die Resonanzfrequenz abgestimmt ist dämpft das neben der Linienfrequenz noch auftretende HF- Rauschen des Oszillators soweit, dass bei der Signalfrequenz kein merkliches Rauschen mehr vorhanden ist. Zur Kontrolle der HF- Leistung des Oszillators, d.h. insbesondere der Leistungskonstanz ist eine aperiodische Diodensonde lose an die anschliessende Leitung gekoppelt. Über einen veränderbaren koaxialen Abschwächer gelangt die Lokaloszillatorfrequenz an den Richtkoppler, wo sie mit einer Koppeldämpfung von-9,8 db in Vorwärtsrichtung, d.h. zum Mischer auf die Signalleitung eingekoppelt wird. In Rückwärtsrichtung zum Empfängereingang beträgt die Koppeldämpfung-28 db. Die Signalleistung wird durch diese lose Kopplung des Lokaloszillatorzweigs an die Signalleitung nur um etwa 10% abgeschwächt.

d. Der Zwischenfrequenzausgang des Mischers und der ZF- Verstärker.

Zur optimalen Ankopplung des Mischers an den ZF- Verstärker war es notwendig die ZF- Impedanz des Mischers zu kennen. Um diese zu bestimmen wurde davon Gebrauch gemacht, dass der Gleichstromwiderstand der Diode, wie verschiedene Autoren festgestellt haben (8), gleich dem ZF- Widerstand (ohmsche Komponente) ist. Zur Messung wurde die Diode vom Lokaloszillator

angesteuert und als Gleichspannungsgenerator mit einem Innenwiderstand R_i betrachtet. R_i wurde nun bestimmt, indem der Kurzschlusstrom I_1 und der Strom I_2 durch einen äusseren Lastwiderstand von r = 100 Ω gemessen wurde. Der Innenwiderstand ist dann offensichtlich

$$R_i = r/\ k-1 \text{ mit } k = I_1/I_2 .$$

Dabei ist vorausgesetzt, dass die Generatorspannung bei Belastung mit r bezw. bei Kurzschluss gleich ist. Dies wurde von den Autoren bei $k < 2$ durch andere Messungen verifiziert. Da aber R_i in der Grössenordnung von 500 Ω liegt ist diese Bedingung mit r = 100 Ω erfüllt. Fig. 4 zeigt die aus Messungen an einigen Dioden der Type 1 N 416 E gemittelte ZF- Impedanz als Funktion des Diodenstroms.

Ein LC- Glied zwischen Mischer und ZF- Vorverstärker ist so dimensioniert, dass die am Mischerausgang auftretende Hochfrequenz kurzgeschlossen wird und die Blindkomponenten des Mischers kompensiert werden.

Der Zwischenfrequenzverstärker ist als Bandfilterverstärker mit einer Bandmittenfrequenz von 70 MHz und einer Halbwertsbreite von 2,5 MHz aufgebaut. Als Eingangsstufe dient eine rauscharme Kaskodevorstufe, die Eigenrauschzahl des Verstärkers ist $F_{ZV} = 2,9$. Die Gesamtverstärkung beträgt in 8 Stufen 110 db. Am Ausgang wird das Zwischenfrequenzsignal leistungslinear gleichgerichtet, und gelangt über einen RC- Tiefpass mit Zeitkonstanten von 0,1 ... 10 sec. und eine Kompensationsschaltung, an der ein einstellbarer Teil der Gleichspannung kompensiert werden kann, auf den Schreiber.

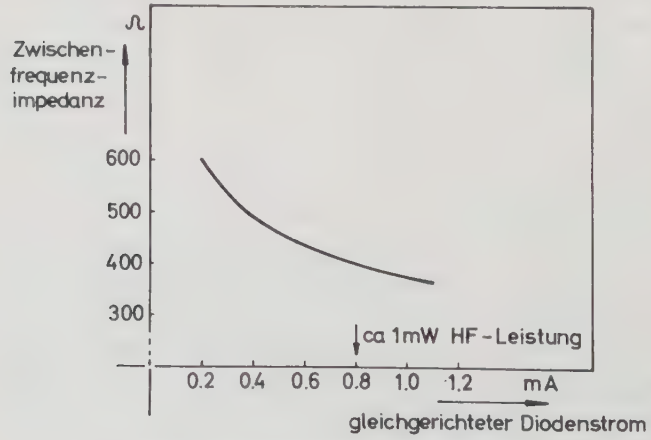

Fig.4: Verlauf der Zwischenfrequenzimpedanz mit dem Diodenrichtstrom (Mittelwert)

2. Das Eigenrauschen des Empfängers, Definition und Messung.

Von der Antenne kommt ein Rauschsignal über das Verbindungskabel zum Eingang des Empfängers. Nach dem Nyquist- Theorem gibt ein Widerstand, der sich auf der Temperatur T befindet und an den Empfängereingangswiderstand angepasst ist die Rauschleistung

(1) $N = kT\,df$ ab . k= Boltzmannkonstante, df= Frequenzintervall

Eine Rauschleistung kann also über diese Gleichung in Temperaturgraden ausgedrückt werden.

Die Ausgangsrauschleistung eines Vierpols der Bandbreite B und der Verstärkung g, dessen Eingang mit einem angepassten Widerstand abgeschlossen ist und dessen Eigenrauschtemperatur T_i ist, kann damit durch die Gleichung (2) beschrieben werden.

(2) $N_a = kgB(T_o+T_i)$, T_o = Zimmertemperatur $\approx 290°K$

Die Rauschzahl F des Vierpols ist dann definiert als das Verhältnis der gemessenen Ausgangsrauschleistung zu der eines idealen Vierpols mit der Eigenrauschtemperatur $T_i = 0$.

(3) $F = (T_o+T_i)/T_o$

Gemessen wurde F nach folgendem Prinzip: Eine Gasentladungsrauschquelle ist über einen Abschwächer an den Eingang, ein Thermistor zur Messung der Ausgangsrauschleistung an den ZF-Ausgang des Empfängers angeschlossen. Die Aquivalentrauschtemperatur der verwendeten Quelle wird von den Herstellern zu $T_q = 88\,kT_o \pm 5\%$ angegeben. Die Rauschtemperatur am Ausgang des Abschwächers mit dem Dämpfungsfaktor L_a ist dann

(4) $T_r = (1-L_a).T_q + L_aT_o$

Bei ungezündeter Rauschquelle ist $T_r = T_o$, die gemessene Ausgangsrauschleistung am Empfänger ist also

(5) $N_1 = kgB(T_o+T_i)$.

Bei gezündeter Rauschquelle wird nun L_a so gewählt, dass $N_2 = 2N_1$ ist,

(6) $N_2 = kgB(T_r+T_i)$.

Aus diesen beiden Gleichungen (5) und (6) kann T_i und damit auch F ausgerechnet werden.

Für den besprochenen Empfänger wurde die Rauschzahl $8,5 \leq F \leq 9,2$ gemessen. Die Streuung rührt von Herstellungstoleranzen der verschiedenen verwendeten Mischerdioden her.

In Fig. 5 ist die für eine mittlere Diode gemessene Rauschzahl als Funktion des Diodengleichstroms, d.h. als Funktion der

Aussteuerung durch den Lokaloszillator eingezeichnet.

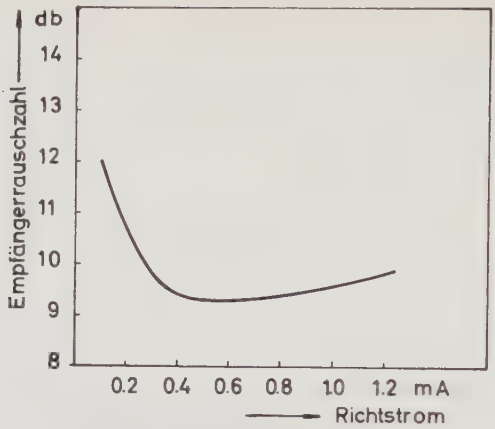

Fig.5: Empfängerrauschzahl als Funktion des Diodenrichstroms, Mittelwert

3. Die Grenzempfindlichkeit des Empfängers, Rauschschwankungen und Verstärkungsstabilität.

Jeder Änderung der Ausgangsrauschleistung ΔN_a des Radiometers kann durch Eichung der Anlage mit der Rauschquelle eine Temperaturänderung ΔT_s am Eingang zugeordnet werden. Soll nun eine Signaltemperatur ΔT_e noch nachweisbar sein, dann müssen die scheinbaren Schwankungen ΔT_s die Bedingung $\Delta T_s \leq \Delta T_e$ erfüllen.

Zwei Ursachen sind für diese willkürlichen Schwankungen verantwortlich:

a. Aufgrund der statistischen Natur des Rauschens treten Schwankungen auf, die proportional der Gesamtrauschtemperatur sind. Die Formel dafür lautet

$$\Delta T_{s1} = k T_g \left(\tau B\right)^{-1/2} \qquad (7)$$

k ist eine nahe bei 1 liegende Konstante und die Gesamtrauschtemperatur ist $T_g = T_e + T_i$.

Aus den Daten des Radiometers ergibt sich bei einer Zeitkonstanten $\tau = 1\,\text{sec.}$:

$$\Delta T_{s1} = 1{,}7\,^{\circ}\text{K} .$$

b. Es treten Verstärkungsschwankungen auf, deren physikalische Ursache Änderungen der Versorgungsspannungen ΔU und der Umgebungs-

temperatur Δt_u sind.

Die statistischen Rauschschwankungen lassen sich bei einer durch das Empfängerprinzip im wesentlichen vorgegebenen Eigenrauschtemperatur nur durch die Wahl von τ und B beeinflussen. Nun sollte aber die Zeitkonstante nicht grösser sein als die schnellsten Signalschwankungen, die man noch registrieren möchte. Bei Dauerregistrierungen der solaren Strahlung sollte $\tau \leq 1$ sec. sein. Die Bandbreite ist begrenzt einmal durch die Forderung, dass innerhalb des Frequenzbereichs über den integriert wird keine wesentlichen Änderungen der Signalamplitude auftreten, zum andern nimmt die Eigenrauschzahl breitbandiger ZF- Verstärker mit der Bandbreite zu, d.h. ΔT_{s1} nimmt nicht wie $(B)^{-\frac{1}{2}}$ ab.

4. Ein Differenzmessverfahren, um den Einfluss von Vertsärkungsschwankungen zu beseitigen.

Die üblichen Differenzverfahren vergleichen das Eingangssignal T_e mit der Temperatur eines Rauschnormals T_r durch periodisches Umschalten zwischen der Antenne und diesem Rauschnormal. Ist die Rauschtemperatur beider Quellen gleich, dann ist abgesehen von den statistischen Schwankungen das gemessene Differenzsignal am Ausgang konstant gleich null. Voraussetzung dafür ist allerdings, dass die Umschaltfrequenz f_s grösser ist als die Grenzfrequenz mit der noch wesentliche Verstärkungsschwankungen auftreten. Tritt nun eine Änderung der Antennentemperatur ΔT_e auf, so ist der Einfluss von Verstärkungsschwankungen auf das nun vorhandene Differenzsignal gegenüber dem Direktmessverfahren um den Faktor γ kleiner.

(8) $$\gamma = \Delta T_e / (T_i + T_e + \Delta T_e)$$

Das in unserem Fall angewandte Verfahren arbeitet etwas anders: Fig. 6 zeigt das Blockschaltbild des abgewandelten Direktradiometers. Der Lokaloszillator wird mit einer Rechteckfrequenz f_s = 1 KHz, die auf das Gitter der Scheibentriode gegeben wird aus- und eingeschaltet. Während der Einschaltdauer gelten die für das Direktradiometer angegebenen Grössen, die Ausgangsrauschleistung ist also

$$N_{a1} = k_g B (T_e + T_i)$$

Für die Ausschaltdauer wird nun die Mischerdiode selbst als Referenzrauschquelle verwendet. Dazu wird die Diode während dieser Zeit mit einem einstellbaren Gleichstrom I_g in Durchlassrichtung

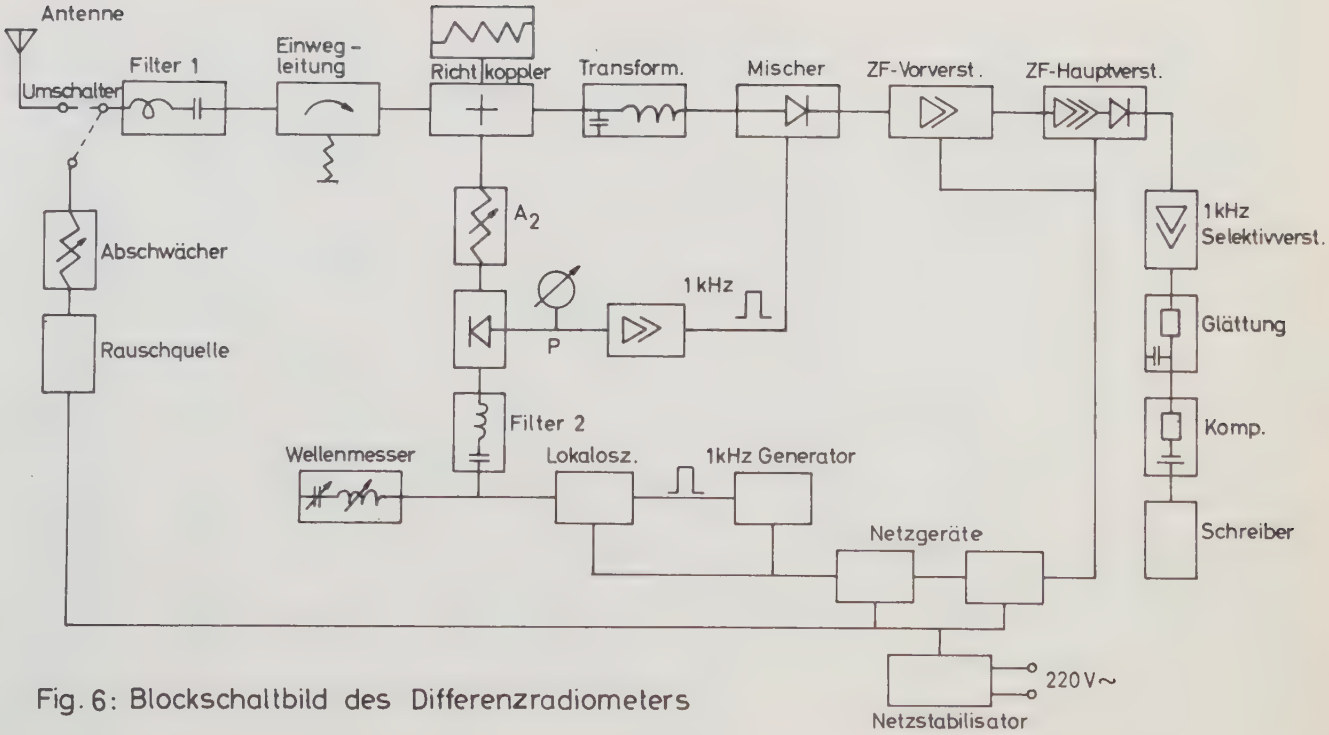

Fig. 6: Blockschaltbild des Differenzradiometers

belastet. Aus Messungen ergab sich, dass die Eigenrauschtemperatur der Siliziumdioden T_m innerhalb des praktisch verwendeten Einstellbereichs linear von I_g abhängt. Dies wurde auch von anderen Autoren bestätigt(8). Es gilt also:

(9) $$T_m = aI_g .$$

Im Bereich $0{,}38 \leq I_g \leq 0{,}44$ mA wurde die Konstante $a = 7{,}5 \cdot 10^3$ °K gefunden. Sei N_{ZF} die Eigenrauschleistung des ZF-Verstärkers, dann ist damit die Ausgangsleistung während der Ausschaltdauer :

$$N_{a2} = T_m(I_g)gB + N_{ZF}$$

Der Gleichstrom I_g wird von einem Verstärker ein- und ausgeschaltet, der nicht vom Rechteckgenerator direkt, sondern über die Leistungsmessdiode vom HF-Signal des Lokaloszillators gesteuert wird. Dies war notwendig, weil die Rechteckflanken am HF-Ausgang des Lokaloszillators steiler sind, als die der Steuerfrequenz des Rechteckgenerators. Wird also I_g vom Rechteckgenerator direkt gesteuert, dann fallen die Ein- bezw. Ausschaltzeitpunkte für die Hochfrequenz und I_g nicht zusammen, und damit treten am ZF-Ausgang unerwünschte Schaltspitzen auf. Der Verstärker ist so dimensioniert, dass I_g unabhängig von der an der Sondendiode abgegriffenen Spannung ist. Lokaloszillatorschwankungen und Änderungen der Diodeneigenschaften wirken sich also auf I_g und damit auf T_m nicht aus.

T_m wird nun so eingestellt, dass $N_{a1} - N_{a2} = 0$ ist, wenn $T_e = T_{min}$ ist. T_{min} ist die kleinste Signaltemperatur, die durch die Rauschtemperatur der Kabelverlustwiderstände und durch die von der Antenne aufgenommene Streustrahlung erzeugt wird, wenn die Antenne eine grosse Winkeldistanz von der Sonne hat.

Wird nun die Antenne auf die Sonne gerichtet, dann tritt eine Erhöhung ΔT_e der Antennentemperatur auf. Das zu ΔT_e proportionale Ausgangsdifferenzsignal ist theoretisch wieder um den in Gleichung (8) definierten Faktor γ stabiler, als das Signal beim Direktradiometer. Als Zahlenwert ergibt sich in unserem Fall $\gamma = 0{,}1$, wenn die für das System charakteristischen Werte $\Delta T_e = 300$ °K, $T_{min} = 150$ °K und $T_i = 2500$ °K in Gleichung (8) eingesetzt werden.

Das Differenzsignal wird in einem 1-KHz- Verstärker nachverstärkt, gleichgerichtet und mit einem variablen RC-Glied geglättet.Mit einer Gegenspannung kann ein beliebiger Teil des Gleichspannungssignals kompensiert werden, die Restspannung wird über einen Kathodenfolger auf den mA- Schreiber gegeben.

5. Praktische Untersuchungen an beiden Radiometerschaltungen.

I. Das Direktradiometer.

a. Die statistischen Rauschschwankungen bei einer Zeitkonstanten von τ =1sec. wurden oben zu ΔT_{s1} =1,7°K angegeben.

b. Eine Temperaturdrift der Umgebungstemperatur wirkte sich im Mittel aus vielen Beobachtungen wie eine Signaltemperaturänderung $\Delta T_{s2} = -10\ t_u$ aus. Die Zeitkonstante dieser Temperaturdrift ist gross (10 -15 min.), da der Empfänger in einem geschlossenen Gehäuse eingebaut ist.

c. Langsam verlaufende Netzspannungsänderungen werden vom elektronischen Netzspannungsregler und den stabilisierten Netzgeräten voll ausgeregelt. Eine plötzliche Änderung der Netzspannung dagegen ruft bei ΔU_{eff} = 10 V eine Pegeländerung von ΔT_{s3} =20°K hervor. Die Zeit bis zur völligen Ausregelung solcher Schwankungen beträgt etwa 1 min.

d. Die Stabilität der Lokaloszillatorleistung N_{LO} hat einen relativ geringen Einfluss auf die Messgenauigkeit. Nun ist N_{LO} so gewählt, dass die Eigenrauschzahl $F(I_d)$ im Minimum der Kurve von Fig.5 liegt. Da F aber ein direktes Mass für die Ausgangsrauschleistung N_a ist, bleibt bei differentiellen Änderungen von I_d und damit von N_{LO} mit F auch N_a konstant. Praktisch ergibt sich bei $\Delta N_{LO} / N_{LO} = 10^{-2}$ ein ΔT_s = 3°K . Der Lokaloszillatorpegel steht aber über Tage auf besser als 10^{-2}, es kann also mit einem $\Delta T_{s4} \leq 2$°K gerechnet werden.

Die verschiedenen Grössen ΔT_{sv} lassen sich nun nicht ohne weiteres nach statistischen Regeln addieren, da sie sehr verschiedene Zeitkonstanten haben. Aus den Registrierungen ergaben sich beim Direktmessverfahren insgesamt beobachtete Langzeitschwankungen über eine Zeit von mehr als 2 Stunden zu $\Delta T_{s1} \leq 30$°K. Die Kurzzeitschwankungen waren etwas kleiner und betrugen im Mittel etwa $\Delta T_{sk} \approx 20$°K. Die Raumtemperatur war bei diesen Versuchen bis auf $\Delta t_u = \pm 1$°C konstant.

II. Das Differenzradiometer.

a. Die statistischen Rauschschwankungen sind bei gleichem Zeitintervall für Referenz- und Signalmessung doppelt so gross wie unter I., da die Integrationszeit für die Signal- und Referenzleistungsschwankungen nur halb so gross ist, wie die Gesamtzeitkonstante des Empfängers und sich beide Grössen quadratisch addieren. Für ΔT_{s1} ergibt sich demnach ΔT_{s1} = 3,4°K .

b. Die gemessene Gesamttemperaturdrift beträgt noch etwa $\Delta T_{s2} = -2\,\Delta t_u$.

c. Schnelle Netzspannungsänderungen wirken sich nicht mehr so stark aus wie vorher. Ein $\Delta U_{eff} = 10$ V führt zu einer scheinbaren Schwankung $\Delta T_{s3} = 5°K$.

d. Änderungen der Lokaloszillatoramplitude gehen nach wie vor in derselben Höhe in das Messresultat ein. Es gilt wieder $\Delta T_{s4} \leq 2°K$.

e. Eine neu hinzukommende Schwankungsgrösse ΔT_{s5} rührt von willkürlichen Änderungen des Gleichstroms I_g her. Im Mittel wurde eine relative Änderung $\Delta I_g/I_g \leq 5.10^{-4}$ beobachtet. Mit der oben angegebenen Konstanten $a = 7{,}5\ 10^3$ K/mA ergibt sich damit im Regelbereich von I_g ein $\Delta T_{s5} = a.\Delta I_g \leq 1{,}5°K$.

Aus Langzeitmessungen ergibt sich insgesamt bei konstantem Eingangssignal eine maximale scheinbare Änderung der Eingangstemperatur von $\Delta T_s = 7°K$. Im wesentlichen sind dabei kurzzeitige Schwankungen mit einer Zeitkonstanten kleiner als 1 min. vorherrschend. Bei einer Raumtemperaturänderung $<1°C$ ist die mittlere Drift über 24 Stunden $\leq 2°K$.

Beim Direktradiometer dagegen war insbesondere die Langzeitdrift stark, dies ist wohl hauptsächlich auf Raumtemperaturänderungen zurückzuführen. Bei Beobachtung sehr kleiner Signale wirkt sich aber gerade diese Drift sehr unangenehm aus, weil diese im Gegensatz zu den im wesentlichen kurzzeitigen Schwankungen beim Differenzradiometer, nicht mehr durch die Wahl genügend grosser Zeitkonstanten wegintegriert werden kann.

In Fig. 7 sind zum Vergleich zwei an verschiedenen Tagen gemessene Durchlaufkurven der Sonne mit dem Direkt - und dem Differenzradiometer gezeigt. Fig. 8 zeigt eine bei konstantem Eingangssignal mit dem Differenzradiometer aufgenommene Schreiberspur, in Fig. 9 wurde die Schreiberspurbreite des Differenzradiometers mit verschiedenen Zeitkonstanten aufgenommen, die Stufenhöhe entspricht einer zusätzlichen mit der Rauschquelle erzeugten Eingangstemperatur von 7°K.

Das beschriebene Verfahren kann nur dort vorteilhaft angewandt werden, wo die Hochfrequenz selbst nicht verstärkt wird. In diesen Fällen aber kann es bei hinreichender Stabilität von N_{LO} und I_g mit ähnlichem Erfolg eingesetzt werden, wie das Dickesche Verfahren. Vorteilhaft ist bei diesem Differenzradiometer, dass kein Umschalter in der Signalleitung und keine besondere Vergleichsrauschquelle notwendig sind. Schliesslich kann noch er-

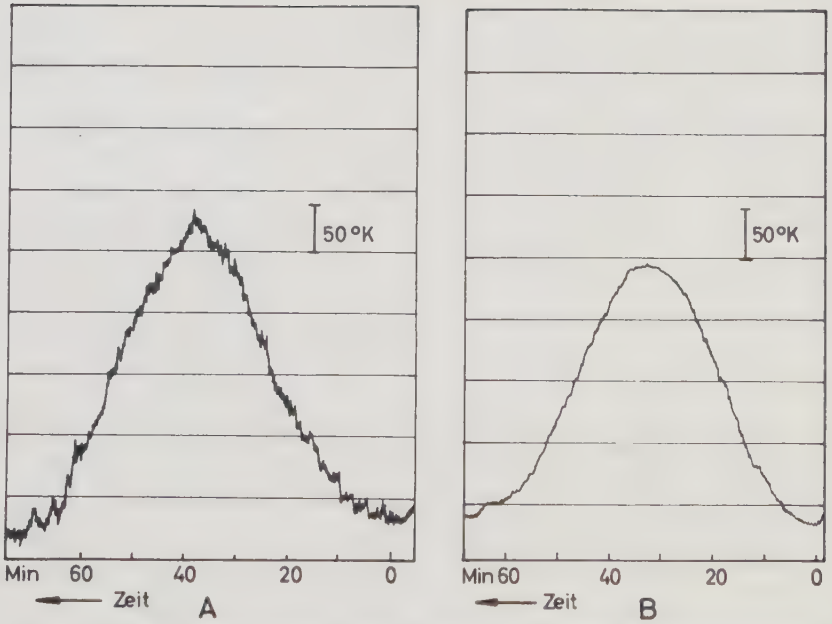

Fig. 7: Zwei an verschiedenen Tagen gewonnene typische Sonnendurchläufe

A gemessen mit dem Direktradiometer
B gemessen mit dem Vergleichsradiometer

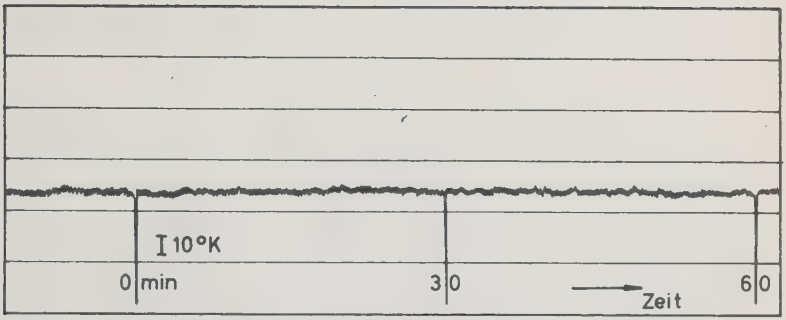

Fig. 8: Langzeit - Konstanz des Radiometers, der Zeitmarken - abstand enspricht 30 min

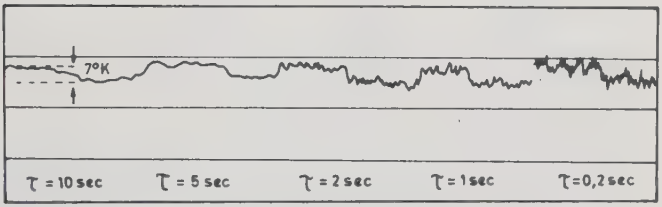

Fig. 9: Schreiberspurbreite bei verschiedenen Zeitkonstanten Die Stufenhöhe entspricht einer zusätzlichen Rausch - temperatur von 7°K

wähnt werden, dass mit einem phasenempfindlichen Gleichrichter statt des Selektivverstärkers über eine Rückregelung Γ_m so eingestellt werden kann, dass das Differenzsignal am Ausgang stets gleich null ist. Damit verschwinden die unter b. und c. genannten Grössen. Die resultierenden Gesamtschwankungen müssten also noch etwas kleiner werden.

6 Die Empfangsantenne.

Als Empfangsantenne wurde ein parallaktisch montierter Parabolspiegel mit einem Durchmesser von $D = 3$ m und einer Brennweite von $f = 1{,}14$ m verwendet. Der Spiegel kann in der Stundenachse wahlweise mit einer grossen Winkelgeschwindigkeit $v_1 = 0{,}855$ °/sec. oder mit der Nachführgeschwindigkeit $v_2 = 0{,}25$ °/min. bewegt werden. In Deklination kann der Spiegel mit einer Winkelgeschwindigkeit $v_\delta = 7{,}95$ °/ min. verstellt werden.

Im Brennpunkt des Reflektors war schon eine Hornantenne für $\lambda = 8$ cm eingebaut. Für $\lambda = 30$ cm wurde nun ein Dipol mit Reflektorstab so angeordnet, dass die gegenseitigen Störungen der beiden Systeme ein Minimum erreichten und die optische Achse bei beiden Frequenzen zusammenfiel, um simultan beobachten zu können. Der Dipol wurde endgültig um etwa $\lambda/10$ achsial defokussiert vor der Hornöffnung angebracht. Die Polarisationsebenen der beiden Speiseantennen stehen senkrecht aufeinander.

Die Dipolspeiseantenne wurde nach einem Vorschlag von Silver (10) dimensioniert und für $\lambda = 30$ cm abgeglichen und an den Wellenwiderstand der Zuleitung angepasst. Im Frequenzband $f = 1000 \pm 5$ MHZ ist das Stehwellenverhältnis $s \leq 1{,}08$. Die kleine Bandbreite des Dipols stört in unserem Fall, wo nur bei einer Frequenz gemessen wird nicht.

Um die Ausleuchtung des Spiegels wenigstens ungefähr zu wissen, wurde das primäre Strahlungsdiagramm der Speiseantenne aufgenommen. Bei diesem Versuch war der Dipol mit einem Sender konstanter Leistung im Mittelpunkt einer Kreisschiene aufgebaut. Die als Empfangsantenne verwendete Wendel konnte auf der Kreisschiene bewegt werden. Ein dem Empfänger vorgeschalteter Eichteiler wurde so eingestellt, dass der Ausschlag des Empfängerinstruments konstant blieb, damit war die Anzeige von der Empfängerkennlinie unabhängig, und am Eichteiler konnte die relative Dämpfung der Empfangsleistung gegen den Maximalwert als Funktion des Winkels direkt abgelesen werden. Fig10 zeigt das erhaltene Strahlungsdiagramm des Dipols in der elektrischen und der magnetischen Ebene.

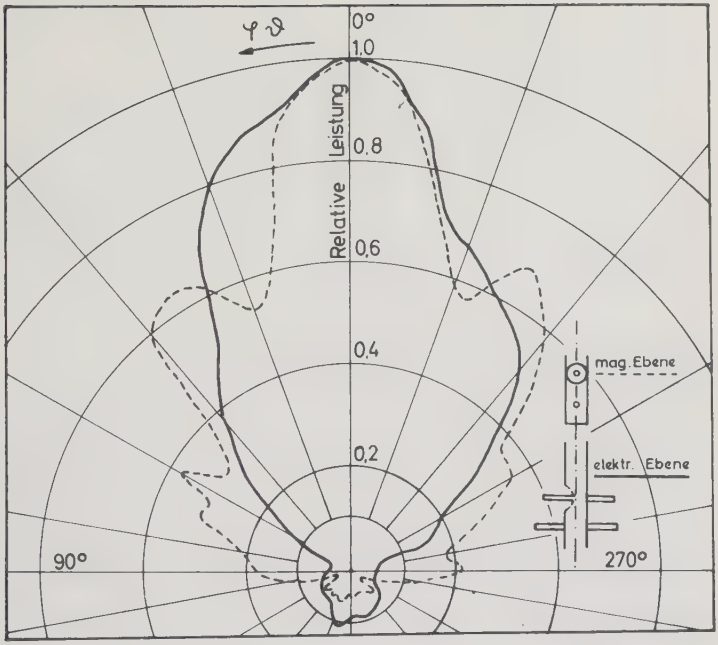

Fig.10: Strahlungscharakteristik des Dipolerregers in der elektrischen und magnetischen Ebene.

Mit dem vom Brennpunkt aus gerechneten Aperturwinkel des Spiegels von $\Psi = 130$ grad ergibt sich daraus, dass die Randausleuchtung in der elektrischen Ebene etwa um -10 db und in der magnetischen Ebene etwa um - 5 db unter dem Scheitelwert liegt. Nach Koch[8] müsste damit der Flächenwirkungsgrad $\eta = 0{,}45$ betragen, tatsächlich ist, wie wir weiter unten sehen werden die Flächenausnützung etwas kleiner, es ergibt sich $\eta = 0{,}42$.

Die Antenne ist über ein 3 m langes flexibles Kabel mit etwas höheren Verlusten und ein 15 m langes verlustarmes Styroflex-Bandwendelkabel mit dem Radiometereingang verbunden. Der durch Gleichung (4) definierte Verlustfaktor ist für das gesamte Kabelsystem $L = 0{,}36 \pm 0{,}02$. Die über das Anschlusskabel gemessene Anpassung der Antenne entpricht innerhalb der Bandbreite $f \pm 5$ MHz einem Stehwellenverhältnis $s \leq 1{,}17$.

7. Antenneneichung.

a. Definitionen und Beziehungen zwischen den Messgrössen.

Die spektrale Intensität I_f im Frequenzintervall f, f+df sei wie üblich definiert als die Energie pro Frequenzeinheit, die in der Zeiteinheit innerhalb des Einheitsraumwinkels durch die Einheitsfläche hindurchtritt. Mit der Rayleigh- Jeansschen Näherung des Planckschen Gesetzes wird nun die spektrale Intensität eines Strahlers durch die Strahlungstemperatur ausgedrückt.

$$I_f = 2kT_s/\lambda^2 \qquad (10)$$

Für einen schwarzen Strahler ist T_s gleich seiner kinetischen Temperatur, die obige Formel kann aber als Definitionsgleichung für alle Strahler angewandt werden.

Für die aus der Richtung (Ψ,Φ) einfallende Strahlung sei die wirksame Empfangsfläche der Antenne $A(\Psi,\Phi) = A_o \cdot f(\Psi,\Phi)$, wobei die maximale Empfangsfläche $A_o = A(\Psi,\Phi)$ ist und $f(\Psi,\Phi)$ die normierte Antennencharakteristik darstellt.

Die Leistung, die die Antenne aus dem sie umgebenden Strahlungsfeld aufnimmt ist dann:

$$N_a = A_o/2 \int_{\Psi f} I_f(\Psi,\Phi) \cdot f(\Psi,\Phi) d\omega\, df \qquad (11)$$

$d\omega$ ist das Raumwinkelelement.

Der Faktor 1/2 ist eingesetzt, weil die Antenne nur eine Polarisationskomponente der als unpolarisiert angenommenen Strahlung aufnimmt. Führt man mit Gleichung (1) den in der Radioastronomie üblichen Begriff der Antennentemperatur statt der Leistung ein,

dann ergibt sich mit Gleichung (10) und (11) die Gleichung (12)

(12) $$T_a = A_0/\lambda^2 \int_{4\pi} T_s(\varphi,\vartheta).f(\varphi,\vartheta)d$$

Um dieses Integral auszuwerten und daraus die Strahlungstemperatur einer Radioquelle mit der gemessenen Antennentemperatur zu berechnen, muss die Strahlungscharakteristik der Antenne bekannt sein. Praktisch ist es aber sehr mühsam und erfordert einen grossen Aufwand diese Funktion durch punktweises ausmessen zu bestimmen. Ausserdem sind die Fehler durch Reflexionen an Inhomogenitäten der Umgebung, die bei solchen Messungen auftreten nur schwer oder gar nicht übersehbar. In der Praxis verzichtet man deshalb im allgemeinen darauf die Antennencharakteristik genau zu bestimmen.

Seeger, Westerhout und van de Hulst schlugen eine Näherungslösung vor, die z.B. von Mezger mit gutem Erfolg zur Bestimmung der Antenneneigenschaften verwendet wurde (12), (13).

Bei dieser Näherungslösung wird der gesamte Integrationsbereich $\omega_0 = 4\pi$ in einen Hauptkeulen- und einen Streubereich ω_H und ω_s aufgeteilt. Die Antennenraumwinkel für den gesamten Antennenbereich und die beiden Teilbereiche werden durch die Gleichung (13) definiert:

(13) $$\Omega_0 = \int_{\omega_0} f(\varphi,\vartheta)d\omega = \int_{\omega_H} f(\varphi,\vartheta)d\omega + \int_{\omega_s} f(\varphi,\vartheta)d\omega = \Omega_H + \Omega_s$$

Der Streufaktor β_s wird durch die Beziehung $\beta_s = \Omega_s/\Omega_0$ erklärt.

Unter der Annahme, die Antenne befinde sich in einer schwarz strahlenden Umgebung der Temperatur T_s, ergibt sich aus den Gleichungen (12) und(13), wenn man die Konstante T_s vor das Integral zieht

(14) $$T_a = \frac{A_0 \cdot T_s \Omega_0}{\lambda^2} = \frac{A_0}{\lambda^2} T_s \quad (\Omega_H + \Omega_s)$$

Die Antenne nimmt also im isotropen Strahlungsfeld den Bruchteil β_s der gesamten empfangenen Strahlungsleistung aus dem Streubereich und den Bruchteil ($1-\beta_s$) aus dem Hauptkeulenbereich auf.

Die wahre Funktion $f(\varphi,\vartheta)$ wird also im Streubereich durch eine kugelsymmetrische Charakteristik angenähert, die mit der Konstante β_s allein beschrieben werden kann. Mit dem in Abschnitt 7d. beschriebenen Versuchsaufbau zur direkten Bestimmung des Antennengewinns wurde die Empfangsleistung der Antenne als Funktion des Winkelabstands von der Sendeantenne bei Bewegung des Spiegels um die Stundenachse gemessen. Fig. 12 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Ähnliche Kurven für die Nebenkeulen ergaben sich aus

Messungen mit anderen Deklinationseinstellungen. Die einigermassen gleichmässige Verteilung der Nebenkeulen in Fig. 12 über den ganzen Streubereich lassen eine Annäherung durch eine kugelsymmetrische Verteilung gerechtfertigt erscheinen.

Den Gewinn G_o einer Antenne bezieht man auf den hypothetischen Kugelstrahler mit $f_k(\varphi,\vartheta) = 1$

$$G_o = \int_{4\pi} d\omega \Big/ \int_{4\pi} f(\varphi,\vartheta)\, d\omega = \frac{4\pi}{\Omega_o} \qquad (15)$$

Entprechend ist der Hauptkeulengewinn G_H definiert:

$$G_H = \frac{4\pi}{\Omega_H} \qquad (16)$$

Unter der obigen Voraussetzung einer schwarz strahlenden Umgebung gewinnt man schliesslich die allgemein gültige Beziehung zwischen Gewinn und Wirkfläche einer Antenne. Nachdem sich ein Strahlungsgleichgewicht zwischen Umgebung und Antenne eingestellt hat, ist $T_a = T_s$ und damit ergibt sich aus (14):

$$G_o = \frac{4\pi A_o}{\lambda^2} \qquad (17)$$

In Wirklichkeit ist das Strahlungsfeld der Antennenumgebung nicht isotrop, sondern die Antenne sieht unter einem Raumwinkel $\omega_{3e} = 2\pi$ den Erdboden und unter $\omega_{3h} = 2\pi$ den Himmel. Für die Strahlungstemperatur aus diesen beiden Bereichen wird je ein integraler Wert T_e bezw. T_h angenommen. Die beiden Grössen werden weiter unten noch näher diskutiert.

Befindet sich nun die Sonne in Richtung des Hauptkeulenmaximums der Antenne, dann kann unter der Annahme, dass der von ihr eingenommene Raumwinkel ω_q klein gegen den von der Hauptkeule erfassten Raumwinkel ω_H ist innerhalb von ω_q die Strahlungscharakteristik $f = 1$ gesetzt werden. Weiter unten wird gezeigt, dass der in der magnetischen Ebene der Antenne zwischen Halbwertspunkten gemessene kleinste Öffnungswinkel $\vartheta_H \approx 5°$ beträgt, bei einem mittleren Winkeldurchmesser der optischen Sonnenscheibe von $\vartheta_q = 32'$ ist der Integrationsfehler dieser Näherung also vernachlässigbar. Das Integral der Gleichung (12) kann dann in vier Integrationsbereiche aufgespalten werden: Den Quellenbereich ω_q den Hauptkeulenbereich $\omega_H - \omega_q$, und die vom Erdboden bezw. vom Himmel eingenommenen Streubereiche ω_{3e} und ω_{3h}. Da für die Raumwinkelbereiche die Ungleichungen $\omega_H \gg \omega_q$ und $\omega_{3h} \gg \omega_q$ gelten, wird $\omega_H - \omega_q = \omega_H$ und $\omega_{3h} - \omega_H = \omega_{3h}$ gesetzt. Gilt dann noch $T_q = \text{const.}$ in ω_q, d.h. nimmt man eine konstante Strahlungstemperatur für die gesamte optische Sonnenscheibe an, dann ergibt sich aus Gleichung (12):

$$T_a = \frac{A_o}{\lambda^2}\left[\int_{\omega_q} T_q(\varphi,\vartheta)\,d\omega + \int_{\omega_H} f(\varphi,\vartheta)T_h\,d\omega + \int_{\omega_{3e}} f(\varphi,\vartheta)T_e\,d\omega + \int_{\omega_{3h}} f(\varphi,\vartheta)T_h\,d\omega \right. \qquad (18)$$

oder mit Gleichung (13) :

(19) $T_a = \frac{A_e}{\lambda^2} \left(T_q \omega_q + T_h \Omega_H + \frac{1}{2} T_e \Omega_s + \frac{1}{2} T_h \Omega_s \right)$

oder mit den oben angegebenen Definitionen von β_s und Ω_H :

(20) $T_a = (1-\beta_s) T_q \frac{\omega_q}{\Omega_H} + (1-\beta_s/2) T_h + \frac{1}{2} \beta_s T_e$.

Um aus der gemessenen Antennentemperatur auf die Strahlungstemperatur schliessen zu können müssen nun die Grössen Ω_H und β_s bestimmt werden.

b. Bestimmung des Hauptkeulenraumwinkels.

Die Messungen ergeben, dass sich die Antennencharakteristik im Hauptkeulenbereich sehr gut durch eine zweidimensionale Gaussfunktion darstellen lässt.

(21) $f(\varphi,\vartheta) = e^{-\frac{\varphi^2}{\alpha^2} - \frac{\vartheta^2}{\beta^2}}$

Unter anderen wurde diese Darstellung von Mezger (13) und Urbarz (6) erfolgreich angewandt. Die Winkelvariablen φ,ϑ können dabei durch die kartesischen Koordinaten ξ,η ersetzt werden, da die Ausdehnung des Hauptkeulenbereichs nur wenige Grad beträgt. Für den Hauptkeulenraumwinkel ergibt sich dann aus Gleichung (14) der Ausdruck:

(22) $\Omega_H = \int_{\omega_H} f(\varphi,\vartheta) d\omega = \int_{\omega_H} e^{-\frac{\xi^2}{\alpha^2} - \frac{\eta^2}{\beta^2}} d\omega$

Wählt man als neue Integrationsvariable $R = \left(\xi^2/\alpha^2 + \eta^2/\beta^2 \right)$, dann findet man schliesslich für Ω_H:

(23) $\Omega_H = \pi \alpha \beta \left(1-e^{-R^2}\right)$

Nun ist schon für R = 2 der Faktor $(1-e^{-R^2}) > 0{,}98$, die Integrationsgrenze R kann also mit guter Näherung ins unendliche verschoben werden. Für den Hauptkeulenraumwinkel ergibt sich dann

(24) $\Omega_H = \pi \alpha \beta$

Um die beiden Gaussparameter α, β zu bestimmen wurden die Schnittkurven der Hauptkeulencharakteristik in der elektrischen und der magnetischen Ebene der Antenne gemessen und normiert. α, β hängen mit den Halbwertsbreiten dieser Kurven über die Beziehung $\xi_H = \alpha (\ln 2)^{1/2}$ $\eta_H = \beta (\ln 2)^{1/2}$ zusammen.

Die durch die Rotation der Erde verursachte Bewegung der Sonne mit der Winkelgeschwindigkeit v_t = 0,25 °/min. wurde dazu benützt, um Durchlaufkurven in der elektrischen Ebene bei feststehender Antenne zu registrieren. Um die Schnittkurve in der magnetischen Ebene zu messen wurde die Antenne im Stundenwinkel der Sonne nachgeführt und dabei in Deklination mit der Geschwindigkeit v_δ = 7,95 °/min. bewegt.

Die so gemessenen und normierten Durchlaufkurven sind aller-

dings nur dann exakt gleich den Schnittkurven, der Hauptkeulencharakteristik, wenn der Öffnungswinkel der Strahlungsquelle und die Empfängerzeitkonstante gleich null sind. Die Sonne hat im Mittel einen Öffnungswinkel $\Theta_q = 32'$ Gegenüber $\Theta_q = 0$ beträgt die daraus resultierende relative Verbreiterung des Antennenöffnungswinkels $\frac{\Delta\Theta_H}{\Theta_H} = 0{,}005$, wenn für Θ_H der in der magnetischen Ebene der Antenne gemessene Wert $\Theta_H = 5°$ angenommen wird. Die relative Verbreiterung der gemessenen Kurven durch die Tiefpassverzerrung ist nach Mezger (14) bei der maximalen verwendeten Winkelgeschwindigkeit $v_d = 8°$ und einer Zeitkonstanten $\tau = 1$ sec. $\frac{\Delta\Theta_H}{\Theta_H} = 0{,}004$. Diese gegen die Messgenauigkeit kleinen Werte konnten bei der Bestimmung der Parameter α, β vernachlässigt werden.

In Fig. 11 ist die aus 15 gemessenen Durchlaufkurven gemittelte Schnittkurve der Hauptkeulencharakteristik in der elektrischen Ebene und die mit dem Parameter $\alpha = 4{,}40$ gerechnete Gaussfunktion eingezeichnet. Für die magnetische Ebene ergab sich eine ähnliche Schnittkurve. Die Parameter α, β wurden nun so gewählt, dass die gemessenen und die gerechneten Kurven möglichst gut übereinstimmten.

Die gefundenen Grössen sind:

$\alpha = 4{,}40$ und $\beta = 3{,}05$.

Für den Hauptkeulenraumwinkel Ω_H und den Hauptkeulengewinn G_H folgt daraus

$\Omega_H = 42{,}3$ grad, $G_H = 975$

Der Fehler für Ω_H und G_H wurde auf etwa 3% abgeschätzt.

c. Bestimmung des Streufaktors.

Eine ebenfalls von Mezger in (13) angegebene Methode wurde dazu verwendet, den Streufaktor β_s zu bestimmen. Der Autor fand, dass im Mikrowellenbereich Tannenwälder wie nahezu ideale schwarze Körper strahlen, die Strahlungstemperatur entspricht also der Umgebungstemperatur (15) .

Stellt man nun die Antenne so ein, dass sie mit ihrem gesamten Hauptkeulenbereich unter den Horizont in einen Tannenwald gerichtet ist, dann ergibt sich mit den Näherungen der Gleichung (20) aus der Gleichung (12) :

$$(24) \qquad T_a = (1-\beta_s)T_e + \frac{1}{2}\beta_s T_e + \frac{1}{2}\beta_s T_h \ .$$

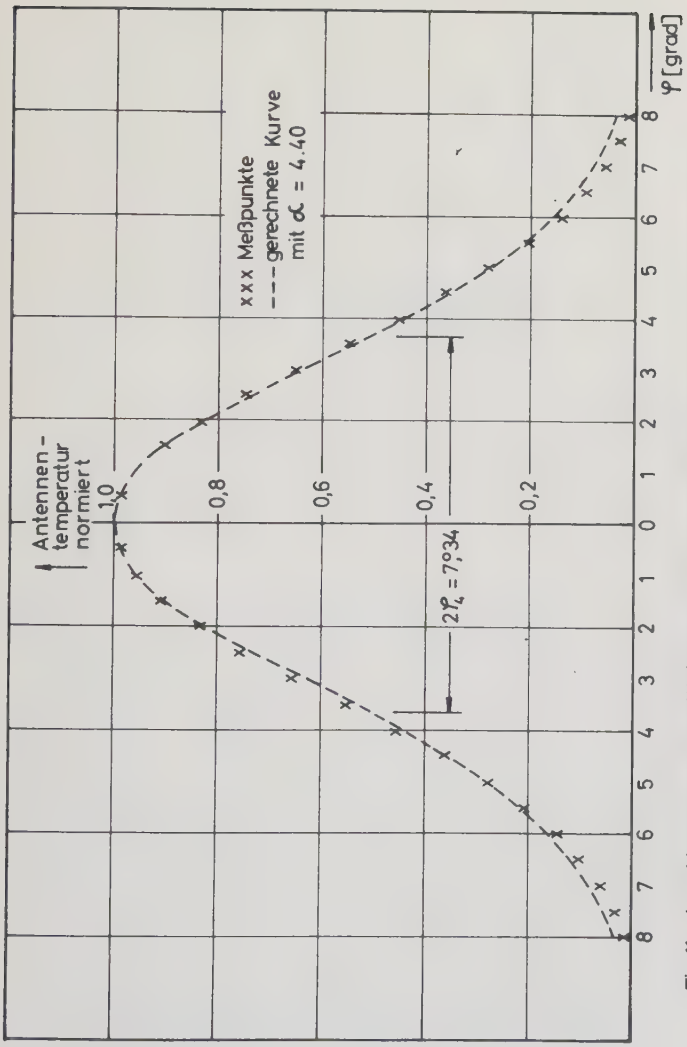

Fig.11: Aus Messungen gemittelter und normierter Durchlauf in der elektrischen Ebene der Antenne und ein mit dem Parameter $\alpha = 4.40$ gerechneter Durchlauf.

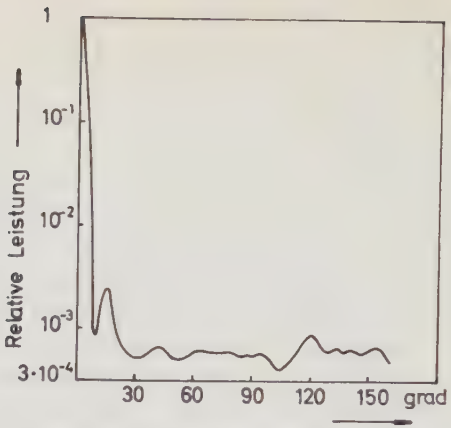

Fig.12: Relative Leistung als Funktion des Winkelabstands vom Sender bei einer Spiegelbewegung im Stundenwinkel

Der erste Summand gibt den aus dem Hauptkeulenbereich empfangenen Anteil der Antennentemperatur an. Das zweite und dritte Glied entspricht dem aus dem Streubereich aufgenommenen Anteil. Wie schon oben erwähnt wird für T_e und T_h je ein integraler Wert angenommen.

Die Himmelsuntergrundstrahlung hat ihren Ursprung in diskreten galaktischen und extragalaktischen Quellen, ausserdem tragen ganze Emissionsgebiete insbesondere in der galaktischen Ebene und schliesslich eine geringe thermische Emission der Atmosphäre zum Gesamtstrahlungsuntergrund bei. Zwar sind alle drei Strahlungsanteile richtungsabhängig, sie sind aber bei 1000 MHz absolut sehr klein, sodass mit unserem 3 m- Parabolspiegel nur in Richtung zum galaktischen Zentrum eine merkliche Erhöhung der Antennentemperatur und damit eine Richtungsabhängigkeit gemessen werden konnte. Als integraler Wert für die Strahlungstemperatur des Himmelsuntergrunds wurde der Wert $T_h = 15 \pm 5°K$ angenommen (15), (17), (18).

Damit der gesamte Hauptkeulenbereich der Antenne den Erboden sieht, musste der Spiegel mit einem Neigungswinkel von $h = -7°$ unter den Horizont gerichtet werden. Grössere Neigungswinkel ergaben innerhalb der Messgenauigkeit keine Änderung der beobachteten Antennentemperatur. Bei $h = -7°$ ist aber der Erdboden, den die Antenne sieht mit Gras bewachsen. Es wurde nun angenom-

men, dass auch dieser Untergrund schwarz strahlt. Der Fehler, der dabei gemacht wird, beträgt sicher nur einige Prozent, da selbst das aus Stein bestehende Institutsgebäude als Strahler im Hauptkeulenbereich der Antenne nur eine um etwa 2% niedrigere Antennentemperatur liefert, als der Erdboden. Bei einer Umgebungstemperatur von 279 °K wurde nun als Strahlungstemperatur der Erde der Wert $T_e = 270 \pm 15$ °K angenommen. Mit dem gegenüber t_u etwas niedrigeren Wertund den angegebenen Fehlergrenzen wird einer geringen Abweichung des Erdbodens vom schwarzen Strahler und der Unsicherheit der Abweichung Rechnung getragen.

Nun ist noch zu berücksichtigen, dass die am Empfängereingang gemessene Antennentemperatur T'_a und die wahre Antennentemperatur T_a über den Kabelverlustfaktor L durch die, der Gleichung (4) entsprechende Gleichung (4a) verknüpft sind:

(4a) $$T'_a = (1-L)T_a + LT_v$$

Für die Temperatur der Kabelverlustwiderstände T_v wurde die Aussentemperatur eingesetzt, da das grösste Stück des Gesamtkabels im Freien verlegt ist.

Aus Gleichung (24) mit (4a) ergibt sich dann für den Streufaktor der Ausdruck:

(25) $$\beta_s = 2\,\frac{LT_v + (1-L)t_e - t'_a}{(1-L)(T_e - T_h)}$$

Mit dem auf S.19 angegebenen Kabelverlustfaktor und dem für die Antennentemperatur gemessenen Wert von T'_a ergibt sich für den Streufaktor der Wert:

$$\beta_s = 0{,}55 \pm 0{,}057 .$$

Um den mit der beschriebenen Methode bestimmten Wert des Streufaktors zu sichern und den, aus den Unsicherheiten der zur Berechnung verwendeten Grössen, resultierenden mittleren quadratischen Fehler zu reduzieren, wurde ein zweites Messverfahren angewandt, mit dem der Antennengewinn G_o direkt bestimmt wurde.

d. Gewinnbestimmung mit einer Standartantenne.

Verwendet man als Sendeantenne im Fernfeld der zu testenden Empfangsantenne einen Strahler bekannten Gewinns, dann lässt sich der Gewinn der Empfangsantenne ausrechnen, wenn die Sende- und die Empfangsleistung und die Entfernung zwischen beiden Antennen gemessen wird.

Als Sendestrahler kann eine Hornantenne verwendet werden, deren Gewinn bei sorgfältigem Aufbau direkt aus ihren geometrischen

Dimensionen bestimmt werden kann.

Da ein solches Horn nicht zur Verfügung stand, wurden um eine Standartantenne zu ersetzen zwei gleiche Wendelantennen als Sendestrahler und als Empfangsantenne verwendet. Die Sendeantenne war auf dem Dach des Institutsgebäudes aufgebaut. Die Empfangswendel wurde in d = 2,5 m Abstand neben dem Spiegel in derselben Höhe wie dieser aufgebaut. Der Abstand der Sendeantenne zum Spiegel bezw. zur Empfangswendel betrug R =65 m. Da die Hauptkeule der Wendelantennen etwa 40 grad beträgt, befinden sich bei dieser Anordnung der Spiegel und die Empfangswendel im Hauptkeulenmaximum des Senders. Dies konnte durch Anderung von d verifiziert werden.

Als Sender wurde ein Rohde u. Schwarz Mess-Sender, als Empfänger wurde das 1000 MHz- Radiometer verwendet. Die Ausgangsleistung des Senders konnte über den eingebauten Eichteiler verändert werden, dessen Skala mit einem Präzisionseichteiler verglichen wurde. Sende- und Empfangsleistung mussten nur relativ gemessen werden, da die Ausschläge am Registrierstreifen des Empfängers vor und nach den Messungen mit dem Mess-Sender direkt geeicht wurden. Die Konstanz der Sendeleistung wurde während der Versuche wiederholt mit dem eingebauten Messinstrument überprüft.

Um die Wendelantennen als Vergleichsantennen verwenden zu können musste berücksichtigt werden, dass sie zirkular polarisiert sind, der Spiegel dagegen linear polarisiert ist. Der Spiegel empfängt also nur eine Polarisationskomponente der Sendestrahlung. Dass die Polarisation der Wendel bei 1000 MHz wirklich zirkular und nicht elliptisch ist, konnte nachgewiesen werden, indem bei feststehender Sendeantenne die Empfangswendel um ihre Achse gedreht wurde. Die aufgenommene Leistung änderte sich nicht wenn die Empfangsantenne gedreht wurde.

Um festzustellen ob der Gewinn beider Wendelantennen gleich ist wurden beide abwechselnd als Sendeantenne verwendet und mit dem Spiegel empfangen. Die Empfangsleistung war bei beiden Wendeln bis auf etwa 2% gleich.

Die Anpassung der Wendelantennen an den Wellenwiderstand der Zuleitung entspricht einem Stehwellenverhältnis von s = 1,12.

Die Dämpfung des Zuleitungskabels zwischen Sender und Antenne konnte wegen des geringen Werts vernachlässigt werden. Als Verbindungskabel zwischen Empfänger und Spiegel bezw. Empfangswendel wurde das Antennenkabel mit dem Verlustfaktor L =0,36$\pm$ 0,02 verwendet.

Die von der Sendeantenne in Richtung des Hauptkeulenmaximums pro Raumwinkeleinheit ausgestrahlte Leistung ist

(26) $$N_a = N_s G_w / 4\pi .$$

N_s ist die Sendeleistung und G_w der Gewinn der Wendel.
Die effektive Absorptionsfläche der Empfangsantenne sei A_o, dann sieht der Sender die Empfangsantenne in der Entfernung R unter dem Raumwinkel A_o/R^2, die Empfangsleistung ist also:

(27) $$N_e = \frac{N_s G_w A_o}{4\pi R^2} ,$$

oder mit der durch Gleichung (17) gegebenen Beziehung $A_o = G_e \lambda^2/4$

(28) $$N_e = \frac{N_s G_w G_e \lambda^2}{(4\pi R)^2} .$$

Die am Empfänger ankommende Leistung ist $N'_e = N_e(1-L)$, aus Gleichung(28) ergibt sich also

(29) $$N'_e = \frac{N_s G_w G_e \lambda^2 (1-L)}{(4\pi R)^2} .$$

Ist die Wendel als Empfangsantenne angeschlossen, so ist $G_e = G_w$. Aus Gleichung (29) kann also der Gewinn der Wendel berechnet werden, für G_w ergab sich $G_w = 16,0$.

Wird nun der Spiegel an den Empfänger angeschlossen, dann ergibt sich aus Gleichung (29) die effektive Empfangsfläche des Spiegels zu:

(30) $$A_o = \frac{2 N'_{es} 4\pi R^2}{N_s G_w (1-L)}$$

N_{es} ist die mit dem Spiegel empfangene Leistung. Der Faktor 2 in Gleichung (30) wird eingesetzt, weil der Spiegel nur eine Komponente der zirkular polarisierten Strahlung aufnimmt.

Setzt man die gemessenen Grössen mit ihren Fehlern ein, dann ergibt sich als effektive Empfangsfläche:

$$A_o = 2,93 \pm 0,23 \ m^2$$

oder als Antennengewinn:

$$G_o = 410 \pm 32 .$$

Der angegebene Fehler entspricht dem aus den Unsicherheiten der Einzelgrössen berechneten mittleren quadratischen Fehler.

Mit dem oben bestimmten Wert für den Hauptkeulengewinn kann nun wieder der Streufaktor bestimmt werden. Es ergibt sich:

$$\beta_{32} = 1 - G_o/G_h = 0,58 \pm 0,034 .$$

Ein Vergleich von β_{24} und β_{32} zeigt, dass beide Werte ziemlich gut übereinstimmen. Der etwas grössere Fehler für β_{24} rührt in der Hauptsache von der grossen angenommenen Unsicherheit für T_e her. Die bei der ersten Eichmethode gemachte Annahme, dass auch grasbewachsener Erdboden annähernd schwarz strahlt wird nun also durch das Messergebnis der zweiten Eichung bestätigt.

Als Mittelwert aus beiden Messungen wird für den Streufaktor

der Wert $A_1 = 0{,}57 \pm 0{,}033$ verwendet.

8. Die Tagesmittelwerte der Strahlungstemperatur der Sonne.

Bei den täglichen Registrierungen der Strahlungstemperatur wurde die Antenne der Sonne nachgeführt. In Abständen von etwa zwei Stunden wurde der Empfängereingang auf die Rauschquelle umgeschaltet, um mit einer Eichtreppe eventuell auftretende Änderungen der Empfindlichkeit oder eine Nullpunktsverschiebung beobachten zu können.

Die Konstanz der Antennenparameter wurde geprüft, indem täglich nach Sonnenuntergang die Antenne in Zenitnähe gegen den Himmel gerichtet wurde. Die Strahlungstemperatur kann bei der kleinen Antenne in dieser Gegend des Himmels als konstant angesehen werden. Beobachtete Änderungen sind also auf Änderungen der Antennenparameter zurückzuführen.

Zur Berechnung der Strahlungstemperatur der Sonne wurde der mittlere Raumwinkel, den die Photosphäre einnimmt verwendet. Es ist $\omega_q = 6{,}8$ ster. $= 0{,}224$ grad^2.

Mit einem mittleren Fehler von 5% für die Rauschquellentemperatur und mit den Eichfehlern für die Antenne ergibt sich ein mittlerer quadratischer Gesamtfehler für die Strahlungstemperatur der Sonne von 12,8%.

Um die Tagesmittelwerte zu bilden, wurden die täglichen Registrierungen in Abständen von zwei Stunden ausgemessen und die erhaltenen Werte für T_a' gemittelt.

In Fig. 13 sind die seit 24. September 1963 ermittelten Werte der Strahlungstemperatur T_q der Sonne eingetragen. Ebenfalls in dieses Diagramm eingezeichnet sind die inzwischen erschienenen Tagesmittelwerte der Strahlungstemperatur bei 1000 MHz, die in Toyokawa (Japan) gemessen wurden (19) und die im Ionosphären-Bericht (20) veröffentlichten Sonnenfleckenrelativzahlen R.

Um die Messwerte von Tübingen und Toyokawa vergleichen zu können, wurden sie in dem Streudiagramm Fig. 14 gegeneinander aufgetragen. Eine mittlere Gerade durch die Punkte zeigt eine systematische Verschiebung der Werte von Toyokawa um den Faktor 1,06 gegen die Tübinger Messwerte, die auf Eichunterschiede zurückgeführt werden kann. Die Streuung der Einzelwerte ist zum Teil auf die zeitliche Verschiebung der Messungen um rund 12 Stunden, zum Teil auf nicht reduzierbare Schwankungen der Empfangssysteme und Ablesefehler zurückzuführen.

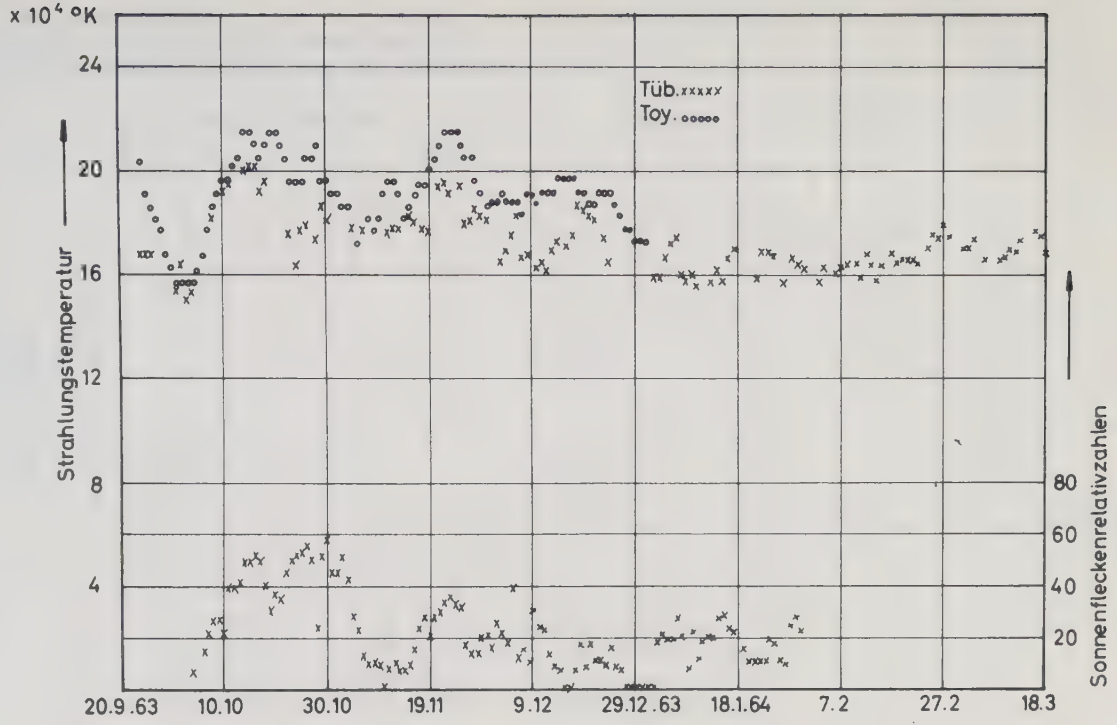

Fig.13: Tagesmittelwerte der Strahlungstemperatur der Sonne, gemessen in Toyokawa und Tübingen und die Sonnenfleckenrelativzahlen.

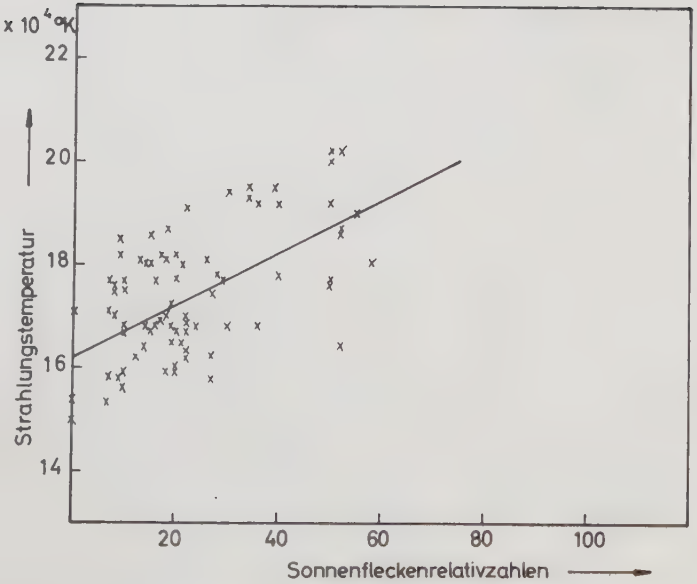

Fig. 15: Streudiagramm der Tagesmittelwerte der Strahlungstemperatur gegen die Sonnenfleckenrelativzahlen und eine mittlere Gerade.

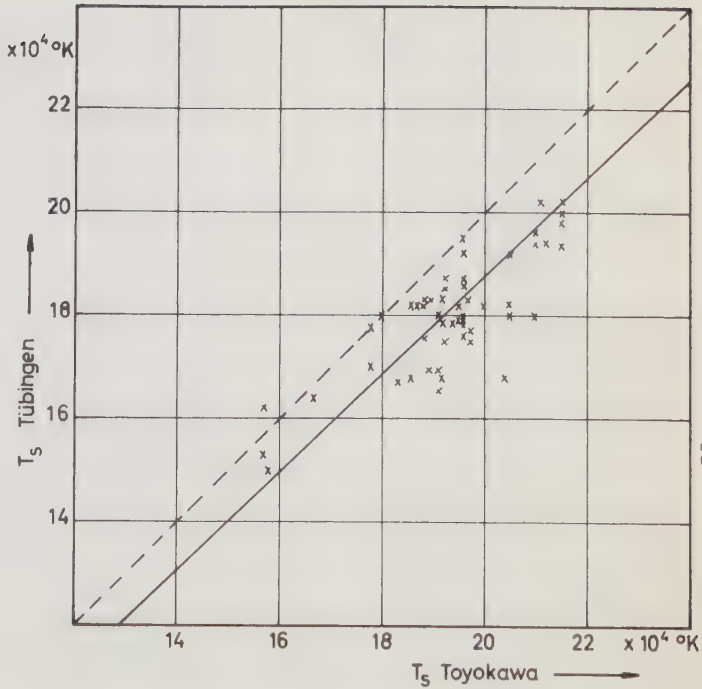

Fig. 14: Streudiagramm der in Tübingen gegen die in Toyokawa erhaltenen Meßwerte.

——— mittlere Gerade - - - - - Sollgerade

In Diagramm 13 sieht man deutlich die im Dezimeterwellengebiet stets beobachtete Korrelation zwischen den Sonnenfleckenrelativzahlen R, die ein Mass für die Gesamtfläche der Sonnenflecken F_f sind und der Strahlungstemperatur T_q. Die beobachteten Änderungen verlaufen langsam über Tage oder Wochen, dabei sinkt aber T_q nie unter einen Mindestwert T_{qr}, der als die Strahlungstemperatur der ruhigen oder ungestörten Sonne angesehen werden kann. Die überlagerten langsamen Schwankungen T_{qv} werden als die langsam veränderliche Komponente bezeichnet.

Die Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne kann aus einem Streudiagramm separiert werden, in dem die gemessenen Werte T_q gegen die Sonnenfleckenrelativzahlen R eingezeichnet werden. Legt man in diesem Streudiagramm Fig. 15 eine mittlere Gerade durch die Einzelpunkte, dann gibt der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate R =0 die Mindeststrahlungstemperatur der Sonne an. Aus Fig. 15 ergibt sich $T_{qr} = 1{,}62 \cdot 10^5$ °K. Die mittlere Abhängigkeit der langsam veränderlichen Komponente von der Relativzahl R wird durch die Gleichung $T_{qv} = k.R$ mit $k = 5.10^2$ °K beschrieben. Aus der Unsicherheit mit der die Lage der Geraden bestimmt werden konnte, ergibt sich ein $\Delta T_{qr} = 4.10^3$ °K, und ein $\Delta k = 2.10^2$ °K. Mit dem oben abgeschätzten wert für ΔT_q der aus Eichfehlern des Empfangssystems resultiert ergibt sich insgesamt:

$$T_{qr} = (16{,}2 \pm 2{,}2).10^4 \text{°K} .$$

Nun zeigen allerdings Beobachtungen verschiedener Autoren u.a. (21), (22), (23), dass eine wesentlich bessere Korrelation von T_q mit der Fläche der Calciumplages F_c besteht. Dies zeigt sich deutlich dadurch, dass der Strahlungsfluss der Radiostrahlung oft noch über längere Zeit einen erhöhten Wert beibehält, wenn die optisch sichtbaren Sonnenflecken schon verschwunden sind, die zugehörigen langlebigeren Calciumplages aber noch vorhanden sind. Die unvollständige Korrelation der Strahlungstemperatur und der Sonnenfleckenfläche bedeutet aber, dass insbesondere in den Maximumsjahren des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus, die aus Streudiagrammen $T_q(F_f)$ gewonnenen Werte für die ruhige Sonne zu gross werden. Dies zeigt Dodson (23) an zwei Streudiagrammen in denen die Strahlungsflusswerte, die Covington bei 2800 MHz gemessen hat, gegen 1. F_f und 2. F_c aufgetragen sind. Aus dem ersten Diagramm ergibt sich mit den Messwerten von 1952 (Sonnenfleckenminimum) ein wesentlich niedrigerer Wert für den Strahlungsfluss der ru-

higen Sonne S_{r1} als mit den Werten von 1947. Dieses Ergebnis wurde bei langjährigen Beobachtungen im Dezimeterwellengebiet stets gefunden, s.u.a. (24). Der aus dem zweiten Diagramm gewonnene einheitliche Wert dagegen entspricht etwa S_{r1}.

Leider standen Daten über die Calciumplage- Flächen für den Beobachtungszeitraum nicht zur Verfügung, da wir aber zur Zeit im Minimum des Zyklus sind, ist wohl auch der oben angegebene Wert für T_{qr} nicht wesentlich von dem verschieden, der aus einem Streudiagramm T_q gegen F_c herauskäme.

Die Strahlungsausbrüche, die in der Beobachtungszeit erfolgten werden an dieser Stelle nicht besprochen, da aus den wenigen Ereignissen noch keine besonderen Schlüsse gezogen werden können.

Schlussbemerkung

Besonderen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. H. Siedentopf (November 1963) für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stets förderndes Interesse am Aufbau und an den Messungen.Ebenso schulde ich Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt, der die Leitung der Arbeit übernahm grossen Dank.Für viele fruchtbringende Diskussionen danke ich Herrn Dr. H. Urbarz. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat mit Sachbeihilfen und Personalmitteln einen grossen Teil des Empfängers finanziert, wofür ich vielmals danke. Ebenfalls danken möchte ich dem Schaltmechaniker Steffen und den Mechanikermeistern Keppler und Weidle.

Literaturverzeichnis.

1 E. Schott, 175 MHz- Strahlung der Sonne, Phys. Blätter 5, S.159,(1947)

2 J.S. Hey,Solar radiation in the 4 - 6 m radioband, Nature S.44, 157,(1946)

3G.C.Southworth, Microwaveradiation from the sun, 239, S.285, (1945)

4 Annales d´Astrophysique, 23, S. 75, (1960)

5 A. Behr, H.Siedentopf, Sonnenüberwachung, Naturwissenschaften 39, S.28, (1952)

6 H. Urbarz, Der ruhige und langsam veränderliche Strahlungsanteil der Sonne bei einer Wellenlänge von 8 cm, Frequenz,16,Nr.6 u.7(1962)

7 G. Feix , Der rauscharme Empfänger in der Radioastronomie der Sonne (unveröffentlicht)

8 H.C. Torrey, C.A. Whitmer, Crystal Rectifiers, MIT Radiatio n Laboratory Series Nr. 15 Mc.Graw-Hill Book Comp. Inc.(1

9 A. Weissfloch, Schaltungstheorie und Messtechnik des Dezimeter- und Zentimeterwellengebiets, Verlag Birkhäuser Basel

10 S. Silver, Microwave Antenna Theory and Design, MIT- Radiation Laboratory Series, 12, Mc. Graw-Hill- Book Comp. Inc.(19

11 G.F. Koch, Gewinn, Wirkfläche und Flächenausnutzung von Richtanten und die Methoden ihrer Bestimmung, Telefunkenzeit.26,H.101, (195

12 Ch.L.Seeger, G.Westerhout, H.C.van de Hulst, The flux densities of some radio sources at 400 mc/s Bull.Astronomical Netherlands 13, S.472, (1956)

13P.G.Mezger,Ausmessung grosser Parabolspiegel im Mikrowellenbereich mit radioastronomischen Mitteln, Telefunken Zeit. 32,H.124,S.292,(1

14 P.G.Mezger, Verzerrung radioastronomischer Beobachtungen durch Antennencharakteristik und Tiefpass, Zeitschr. für Instrumentenkunde 11, S.219, (1958)

15 P.G.Mezger, Die thermische Radiostrahlung des Erdbodens und der Atmosphäre bei 1420 MHz und ihr Einfluss auf das Antennenrauschen, Zeitschr. für Angewandte Phys .,11,H.2,S.41, (1959)

16 I.S.Shlovsky,Cosmic Radiowaves, Harvard Univesity Press

17 P.D.Strum, Considerations in high sensitivity microwave radiometry, Proc. IRE Radio Astronomy Issue S.51, (1958)

18 H.C.Ko, The distribution of cosmic radio background radiation, Proc. IRE Radio Astronomy Issue S.208, (1958)

19 Research Institute of Atmospherics, Nagoya Univ.,Observing Station Toyokawa, daily data Sept.-Dec 1963, f=1000MHz,(monthly)

20 Ionosphären- Bericht, Geschäftsführung FTZ, Darmstadt 10 tägig

21 A.E.Covington, N.W.Broten, Solar disk at 10,3 cm A.J. 119, S.569 (1954)

22 H.W.Dodson Intensity measures of calcium plages for comparison with 10,3 cm solar radiation, 16 oct. 1951, A.J. 119,564, (1954)

23 H.W.Dodson Relation between optical solar features and solar radio emission, IAU- Symposium No.4 Radio Astronomy, Cambridge University Press (1957)

24 J.L.Pawsey, S.F.Smerd, The solar radio emission, G.Kuiper, The sun I The University of Chicago Press .

Lebenslauf

Am 13. März 1934 wurde ich, Gerhard Krämer, als Sohn des kaufmännischen Angestellten Hermann Krämer und dessen Ehefrau Mathilde geb. Reichle in Tübingen geboren.

Von 1940 bis 1944 besuchte ich die Grundschule und trat nach einer Aufnahmeprüfung im September 1944 in die Keplerоberschule in Tübingen über. Dort legte ich im März 1953 das Abitur ab.

Im Sommersemester 1953 begann ich mit dem Studium der Naturwissenschaften an der Eberhard- Karls -Universität Tübingen, wo ich im Wintersemester 1956/57 die Diplomvorprüfung in Physik ablegte.

Von 1957 bis 1961 war ich im Institut für Experimentalphysik unter Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Krüger mit der Diplomvorarbeit und der Diplomarbeit beschäftigt. Das Thema meiner Diplomarbeit lautete: "Ein durchstimmbarer koaxialer Dezimeterwellensender für 250 - 1700MHz". Im physikalischen Praktikum war ich als Hilfsassistent tätig. Am 30. Juni 1961 legte ich die Diplomprüfung in Physik ab. Unter Vorsitz von Herrn Prof. Dr. H. Krüger (Experimentalphysik) prüften die Herren Prof. Dres W. Braunbek (theoretische Physik), G. Möllenstedt (angewandte Physik) und W. Rüdorff (anorganische Chemie).

Seit August 1961 arbeite ich im Astronomischen Institut der Universität Tübingen an meiner vorliegenden Dissertation, die sich mit Fragen radioastronomischer Empfangssysteme insbesondere für solare Strahlung befasst. Mein hochverehrter Doktorvater, der Direktor des Astronomischen Instituts, Herr Prof. Dr. H. Siedentopf starb am 28. November 1963. Der kommissarische Direktor des Astronomischen Instituts Herr Prof. Dr. G. Möllenstedt übernahm die Leitung der Arbeit. Als wissenschaftlicher Mitarbeiter war ich zunächst über einen Privatdienstvertrag mit Herrn Prof. Dr. H. Siedentopf von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und ab Januar 1963 als Verwalter einer Observatorenstelle vom Land Baden- Württemberg angestellt.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Prof. und Dozenten Dres H. Siedentopf (Astronomie und Physik der Atmosphäre), H. Scheffler (Astronomie), G. Elwert (theoretische Physik und Astrophysik), W. Braunbek (theoretische Physik), W. Kossel, H. Krüger, E. Menzel, G. Möllenstedt, H. Schüler (Physik), H. Tischner (technische Physik), E.Kamke, H. Kneser, M. Müller, G. Pickert, H. Wielandt (Mathematik), W. Rüdorff (anorganische Chemie), G. Wittig (Chemie).